

Н. А. ПОКЛОНСКИЙ, Н. И. ГОРБАЧУК, ВО КУАНГ НЬЯ, С. В. ШПАКОВСКИЙ,
В. А. ФИЛИПЕНЯ, С. Б. ЛАСТОВСКИЙ, В. А. СКУРАТОВ (РОССИЯ)

РАДИАЦИОННЫЕ ДЕФЕКТЫ В КРЕМНИЕВЫХ ДИОДАХ, ОБЛУЧЕННЫХ ИОНАМИ ВИСМУТА С ЭНЕРГИЕЙ 700 МэВ

Изучались кремниевые p^+n -диоды, облученные ионами висмута с энергией 700 МэВ и флюенсом $5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$. Отжиг диодов проводился в интервале температур $T_{\text{ан}}$ 250–375 °С в течение 30 мин на воздухе. Спектры DLTS регистрировались на частоте 1 МГц в режимах эмиссии и инжекции носителей заряда. Исследовались переходные процессы в исходных, облученных и отожженных диодах при их переключении с прямого смещения (прямой ток $I_f \leq 1 \text{ А}$) на обратное (напряжение $U_r = -2 \text{ В}$). Регистрировались вольт-амперные характеристики. Установлено, что облучение диодов ионами висмута с энергией 700 МэВ приводит к образованию, помимо А-центров и дивакансий V_2 , многовакансионных комплексов. Отжиг диодов при температуре 250 °С в течение 30 мин приводит к исчезновению значительной доли V_2 и образованию комплексов $V_2\text{O}$, в результате чего на порядок уменьшается величина обратных токов и $\text{tg}\delta$ при частотах $f < 2 \text{ кГц}$. Увеличение $T_{\text{ан}}$ до 300 °С приводит к появлению на спектрах DLTS сигнала от дефекта с энергетическим уровнем $E_c - (0,33 \pm 0,02) \text{ эВ}$, вероятно, – комплекса $V_3\text{O}$ либо V_3 .

Ключевые слова: высокоэнергетическая ионная имплантация; кремний; диод; радиационные дефекты; время восстановления обратного сопротивления.

Silicon p^+n -diodes irradiated with bismuth ions with energy of 700 MeV and fluence of $5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$ were studied. Annealing of the diodes was conducted in the temperature region $T_{\text{ан}}$ 250–375 °С for 30 min in air. DLTS spectra were registered at the frequency 1 MHz in the regimes of emission and injection of charge carriers. Current-voltage characteristics were registered and transient processes were studied in the virgin and irradiated and annealed diodes when they switching from forward bias (forward current $I_f \leq 1 \text{ А}$) to reverse one (voltage $U_r = -2 \text{ В}$). It is established that the irradiation with bismuth ions with energy of 700 MeV is accompanied besides A-centers and divacancies V_2 by formation of multivacancy complexes. Annealing of the diodes at temperature 250 °С for 30 min results in disappearing of significant part of V_2 and formation of $V_2\text{O}$ complexes, due to which the value of reverse current and $\text{tg}\delta$ decrease by an order of magnitude at frequencies $f < 2 \text{ kHz}$. Increase in $T_{\text{ан}}$ to 300 °С results in appearance in DLTS spectra the signal from defect with energy level $E_c - (0,33 \pm 0,02) \text{ eV}$, probably from complex $V_3\text{O}$ or V_3 .

Key words: the high-energy ion implantation; silicon; diode, irradiation-induced defects; reverse recovery time.

Основными радиационными дефектами, вводимыми при облучении кремния γ -квантами или электронами, являются комплексы вакансионного и межузельного типа: «вакансия – кислород», «вакансия – атом легирующей примеси», «межузельный углерод – межузельный кислород» и др. [1]. Механизмы их накопления и отжига исследованы достаточно подробно [1–4]. Показано, что при отжиге облученного кремния возможно образование дефектов с более высокой термической стабильностью, например «дивакансия – кислород», «дивакансия – два атома кислорода», «тривакансия – кислород» и т. д. [5–8]. Определено, что в процессе накопления и отжига дефектов важную роль играют фоновые примеси углерода и кислорода [4, 9].

Взаимодействие высокоэнергетических ионов с кристаллическими полупроводниками изучалось также достаточно интенсивно ([10, 11] и цитируемая там литература). Однако основное внимание

уделялось процессам образования и трансформации скоплений радиационных дефектов при изотермическом отжиге приборных структур, облученных нейтронами, низкоэнергетическими ионами либо протонами или α -частицами [12]. Например, достаточно подробно изучено образование кластеров дивакансий [13–16] при облучении полупроводников нейтронами и ионами с энергиями от долей кэВ до единиц МэВ.

Облучение высокоэнергетическими тяжелыми ионами позволяет повысить быстродействие диодов при меньшем, по сравнению с облучением электронами, увеличении прямого падения напряжения [17]. Состав радиационных дефектов, вводимых при облучении высокоэнергетическими тяжелыми ионами, отличается от состава дефектов, вводимых при облучении электронами или легкими ионами: высока вероятность образования скоплений радиационных дефектов, а также многовакансионных и междоузельных комплексов [18]. Кроме того, в отличие от облучения нейтронами скопления радиационных дефектов при высокоэнергетической имплантации сконцентрированы вдоль траектории иона [10, 11]. Поведение таких скоплений при термическом отжиге представляет интерес, так как напрямую может сказаться на параметрах диодов.

Цель работы – определение параметров радиационных дефектов в кремниевых диодах, облученных ионами висмута с энергией 700 МэВ, флюенсом $5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ и отожженных при температурах 250–375 °С.

Методика эксперимента

Диоды изготавливались на пластинах однородно легированного фосфором монокристаллического кремния, выращенного методом бестигельной зонной плавки. Удельное сопротивление кремния – 90 Ом · см. Концентрация фосфора – $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Толщина пластин – 460 мкм, плоскость – (111). Область p^+ -типа создавалась ионной имплантацией бора с энергией 60 кэВ и дозой 90 мкКл/см² ($5,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) на установке «Везувий-3М» с последующим отжигом дефектов и разгонкой примеси в окислительной атмосфере при температуре 1100 °С в течение 50 мин. Активная площадь p^+ – n -перехода составляла 4,41 мм². Глубина залегания p^+ – n -перехода контролировалась по результатам химического травления шарового шлифа и составляла $x_j \approx 3,5$ мкм. Оцененная из измерений вольт-фарадных характеристик толщина области пространственного заряда (ОПЗ) p^+ – n -перехода в исходных диодах при $U = 0$ составляла $\approx 4,5$ мкм. Для создания омического контакта к базе диода в непланарную сторону кремниевой пластины проводилась имплантация ионов фосфора (энергия 75 кэВ и доза 500 мкКл/см² ($3,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$)). Контакты формировались напылением Al с последующим вжиганием при температуре 475 °С в атмосфере азота (толщина слоя Al на контакте к p^+ -области – 1,5 мкм).

Диоды облучались ионами висмута. Энергия облучения – 700 МэВ, флюенс – $5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$. Имплантация проводилась со стороны p^+ -области. Рассчитанный в программе SRIM [19] средний проективный пробег ионов висмута в двухслойной структуре Al/Si равен $R_p = 43,8 \pm 0,7$ мкм. Расстояние между p^+ – n -переходом и максимумом распределения первичных вакансий $\delta \approx 39$ мкм.

Диоды отжигались на воздухе в течение 30 мин. Температура отжига $T_{\text{ан}}$ варьировалась в интервале 250–375 °С.

Спектры DLTS регистрировались на частоте 1 МГц в режимах заполнения ловушек электронами либо дырками. В режиме заполнения ловушек электронами значение напряжения, подаваемого на диод, $U_p = 0$ В; длительность импульса заполнения – 10 мс. Значение напряжения, при котором происходила эмиссия электронов, захваченных на ловушки, составляло $U_e = -10$ В; длительность импульса эмиссии – 15 мс. В режиме заполнения ловушек дырками: $U_p = 2$ В, $U_e = -10$ В; длительность импульса заполнения ловушек – 10 мс, импульса эмиссии – 20 мс.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) регистрировались при комнатной температуре с помощью программно-аналитического комплекса HP 4156B.

Переходные процессы в диодах исследовались при их переключении с прямого смещения (прямой ток $I_f \leq 1$ А) на обратное (напряжение $U_r = -2$ В). Использовался генератор прямоугольных импульсов напряжения, обеспечивающий крутизну фронта не менее 2 В/нс. Цифровым осциллографом с полосой пропускания 200 МГц регистрировалось пропорциональное току через диод падение напряжения U_R на последовательно соединенном нагрузочном резисторе $R = 10$ Ом. Зависимости обратного тока I_r через диод от времени t рассчитывались на основе осциллограмм напряжения $U_R(t)$ на нагрузочном резисторе $I_r(t) = U_R(t)/R$. Время восстановления обратного сопротивления $t_{\text{тр}}$ определялось как интервал времени, прошедшего с момента времени t_0 смены полярности тока, протекающего через диод, до момента $t_{0,25}$, когда обратный ток через диод I_r уменьшается по величине до значений, равных 25 % от максимального обратного тока $I_{\text{тм}}$ при переключении диода. Заряд переключения определялся численным интегрированием зависимости $I_r(t)$ от момента t_0 до момента $t_{0,25}$. Все измерения выполнялись при комнатной температуре.

Результаты эксперимента и их обсуждение

DLTS-спектры исходных и облученных ионами висмута (энергия – 700 МэВ, флюенс – $5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$) диодов до и после отжига в интервале температур 250–375 °С в течение 30 мин представлен на рис. 1. На спектрах DLTS исходных (рис. 1, а) диодов наблюдались два пика Е5 и Е6 с энергетическими уровнями $E_c - (0,45 \pm 0,03) \text{ эВ}$, $E_c - (0,51 \pm 0,03) \text{ эВ}$ соответственно. Наличие пиков на спектрах DLTS исходных диодов может быть связано с дефектами, сформированными в процессе изготовления диодов (технологическими дефектами).

На полученных в режиме заполнения ловушек электронами спектрах облученных и неотожженных диодов присутствуют четыре пика. Рассчитанные из зависимостей Аррениуса значения энергетических уровней ловушек в запрещенной зоне, соответствующие пикам Е1, Е2, Е4, составили: для пика Е1 — $E_t = E_c - (0,20 \pm 0,02) \text{ эВ}$; Е2 — $E_t = E_c - (0,25 \pm 0,02) \text{ эВ}$, Е4 — $E_t = E_c - (0,42 \pm 0,03) \text{ эВ}$. Положение энергетического уровня для пика Е3 с удовлетворительной точностью определить не удалось. Сопоставление с известными литературными данными [20] позволяет предположить, что за пик Е1 ответственны А-центры (т. е. комплексы «атом кислорода – вакансия» ($\text{VO}^{(-/0)}$)) и комплекс «атом углерода в междоузлии – атом углерода в узле кристаллической решетки» ($\text{C}_i\text{C}_s^{(-/0)}$), за пик Е2 — дивакансии в зарядовом состоянии -2 ($\text{V}_2^{(=-)}$). Пики Е3 и Е4, вероятно, представляют собой перекрытия сигналов от дивакансий в зарядовом состоянии -1 ($\text{V}_2^{(-)}$) и нескольких различных многовакансионных комплексов [21]. На спектрах DLTS, полученных в режиме заполнения ловушек дырками, доминирует пик Н1 (рис. 1, в), который, вероятнее всего, связан с комплексами «атом углерода в междоузлии – атом кислорода в междоузлии» ($\text{C}_i\text{O}_i^{(0/+)}$), имеющими уровень $E_t = E_v + 0,34 \text{ эВ}$ в нижней половине запрещенной зоны [4, 9].

Отжиг при температуре 250 °С привел (см. рис. 1, а) к исчезновению пика Е3, уменьшению амплитуды пика Е4 и увеличению амплитуд пиков Е1 и Е2. По сравнению с облученными и неотожженными диодами рассчитанные значения энергетических уровней, соответствующих пикам Е1, Е2, Е4, практически не изменились. Положение энергетического уровня, соответствующего пику Е6, совпало с результатами расчетов для необлученного диода. Отжиг при $T_{\text{ан}} = 300 \text{ °С}$ сопровождается появлением на спектрах DLTS пика Е3⁽¹⁾, которому соответствует энергетический уровень $E_t = E_c - (0,33 \pm 0,02) \text{ эВ}$. Увеличение температуры отжига до 350 °С приводит (см. рис. 1, б) к уменьшению амплитуд пиков Е1 и Е2, исчезновению пика Е4 и появлению пика Е3⁽²⁾, который, вероятно, является суперпозицией сигнала

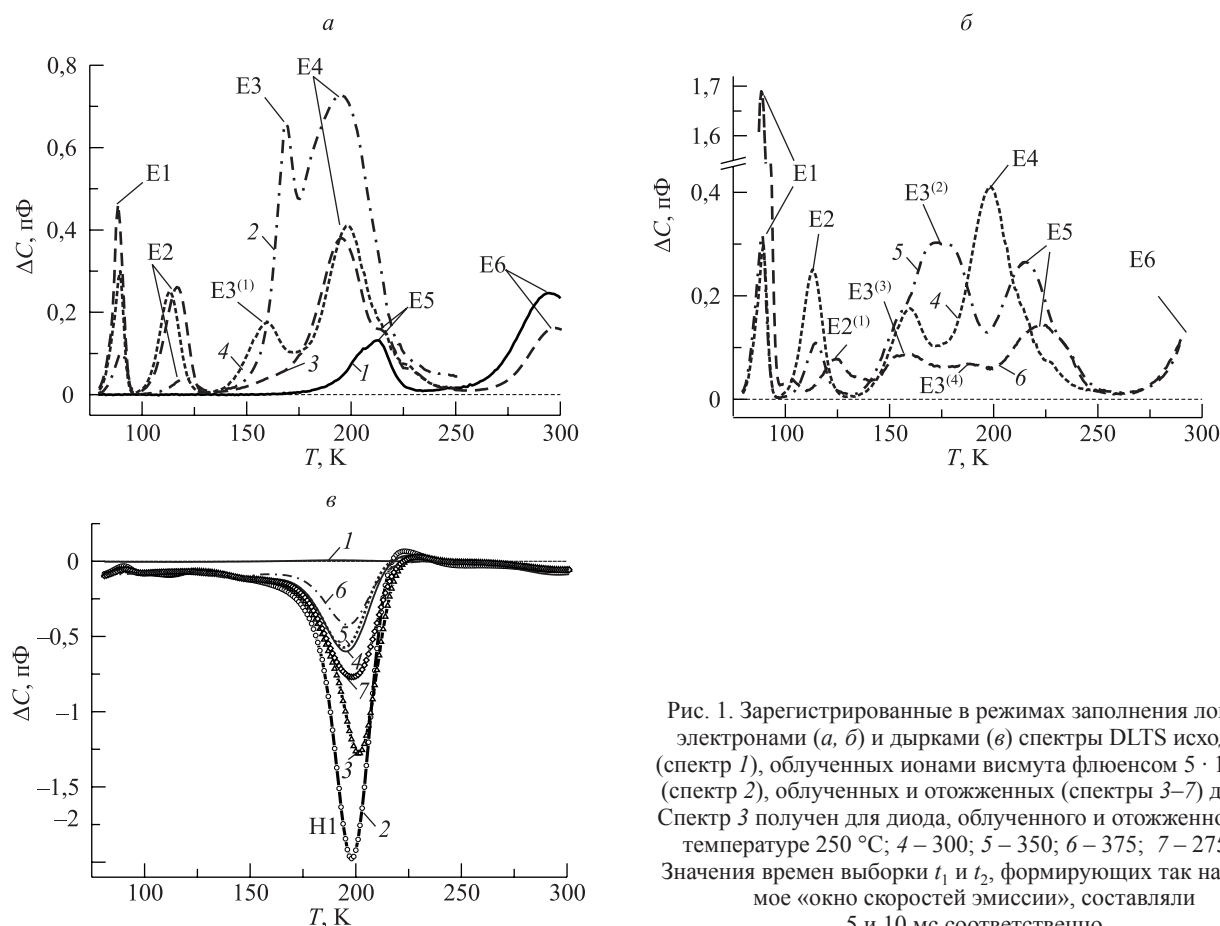


Рис. 1. Зарегистрированные в режимах заполнения ловушек электронами (а, б) и дырками (в) спектры DLTS исходных (спектр 1), облученных ионами висмута флюенсом $5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ (спектр 2), облученных и отожженных (спектры 3–7) диодов. Спектр 3 получен для диода, облученного и отожженного при температуре 250 °С; 4 – 300; 5 – 350; 6 – 375; 7 – 275 °С. Значения времен выборки t_1 и t_2 , формирующих так называемое «окно скоростей эмиссии», составляли 5 и 10 мс соответственно

лов от различных дефектов. Рассчитанная глубина залегания энергетического уровня, соответствующего пику $E3^{(2)}$, составила $E_t = E_c - (0,35 \pm 0,04)$ эВ. Пик $E5$ на спектре DLTS диодов также представляет собой суперпозицию сигналов от дефектов нескольких типов, один из которых уже присутствовал в исходных диодах.

Отжиг при температуре 375 °С существенно изменяет спектр DLTS: возрастает интенсивность пика $E1$; пик $E3^{(2)}$ фактически распадается на два (на рис. 1, б, обозначены как $E3^{(3)}$ и $E3^{(4)}$); вместо пика $E2$ наблюдается пик $E2^{(1)}$. Определить положение энергетического уровня, соответствующего пику $E3^{(4)}$, не удалось из-за перекрытия с соседними пиками. Пикам $E2^{(1)}$ и $E3^{(3)}$ соответствовал уровень $E_t = E_c - (0,27 \pm 0,02)$ эВ, пику $E3^{(3)}$ – $E_t = E_c - (0,30 \pm 0,03)$ эВ, что несколько отличается от значений для пиков $E2$ и $E3^{(2)}$, наблюдавшихся на спектрах DLTS диодов, отожженных при температуре $T_{an} = 350$ °С.

Как видно на рис. 1, в, отжиг диодов привел также к значительному снижению амплитуды пика $H1$. При этом наибольшие изменения наблюдались в интервале температур отжига 250–300 °С. В интервале температур отжига 300–350 °С существенных изменений не наблюдалось. Увеличение температуры отжига до 375 °С привело к дальнейшему уменьшению амплитуды пика $H1$.

Зависимости тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg}\delta$ от частоты f переменного тока исходных и облученных ионами висмута флюенсом $5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ диодов до и после отжига показаны на рис. 2. Для исходных диодов зависимость $\text{tg}\delta(f)$ не монотонна – наблюдается минимум в окрестности частот 20–30 кГц. Вид зависимости $\text{tg}\delta(f)$ характерен для параллельной RC -цепи, с которой последовательно соединен резистор. Параллельная RC -цепь соответствует области пространственного заряда (ОПЗ), резистор – базе диода. Таким образом, при частотах $f < 10^3$ Гц потери диодов в основном обусловлены токами сквозной проводимости ОПЗ, а для частот $f > 3 \cdot 10^4$ Гц – активным сопротивлением базовой области [22, 23].

Облучение ионами приводит к увеличению потерь в области низких частот ($f < 10^3$ Гц) и появлению перегиба в окрестности 2 кГц. Для частот $f > 4 \cdot 10^4$ Гц зависимости $\text{tg}\delta(f)$ исходных и облученных диодов (при всех T_{an}) практически совпадают. Увеличение $\text{tg}\delta$ при частотах $f < 10^3$ Гц в облученных диодах вызвано ростом сквозных токов проводимости из-за радиационных дефектов, вводимых в ОПЗ. Это подтверждается данными, представленными на вставке рис. 2, из которых следует, что обратные токи I_r диодов после облучения ионами висмута увеличились (например, для $U_r = 100$ В более чем в четыре раза: с 80 нА для исходных диодов до 360 нА для облученных).

Отжиг диодов уже при $T_{an} = 250$ °С приводит к снижению I_r практически до уровня исходных диодов (см. зависимость 3 на вставке рис. 2, для которой $I_r = 87$ нА при $U_r = 100$ В). Соответственно резко уменьшаются значения $\text{tg}\delta$ для частот $f < 2$ кГц. Потери снижаются также и в интервале частот от 2 до

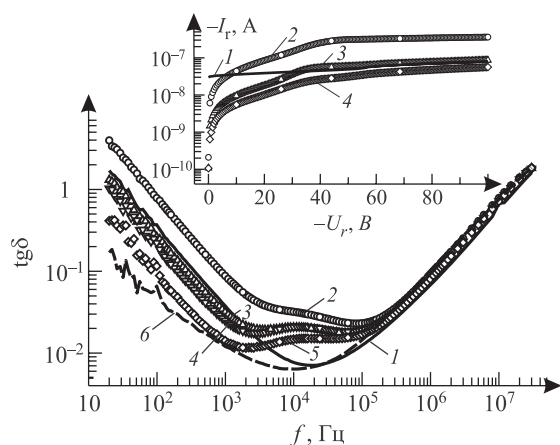


Рис. 2. Зависимости тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg}\delta$ от частоты f переменного тока исходных (1), облученных ионами висмута флюенсом $5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ (2), облученных и отожженных диодов (3–6). Зависимость 3 получена для диодов, облученных и отожженных при температуре 250 °С; 4 – 300; 5 – 350; 6 – 375 °С. На вставке – зависимости обратного тока I_r от напряжения обратного смещения U_r . Зависимость 1 получена при измерении исходных диодов; 2 – облученных; 3 – облученных и отожженных при температуре 250 °С; 4 – облученных и отожженных при температуре 350 °С

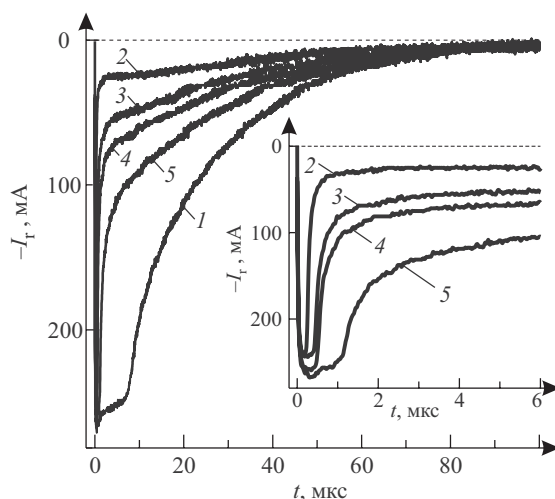


Рис. 3. Зависимости обратного тока I_r от времени t при переключении исходных (1), облученных ионами висмута флюенсом $5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ (2), облученных и отожженных диодов (3–5). Зависимость 3 получена для диодов, облученных и отожженных при температуре 250 °С; 4 – 350 °С; 5 – 375 °С. На вставке – в увеличенном масштабе фрагмент зависимости $I_r(t)$ для облученных диодов (2); облученных и отожженных при температурах: 3 – 250 °С; 4 – 350; 5 – 375 °С. Измерения выполнены при плотности тока инжекции, равной $1,4 \cdot 10^5 \text{ А/см}^2$

200 кГц, однако в существенно меньшей степени, чем для частот $f < 2$ кГц. В результате для данных частот на зависимости $\text{tg}\delta(f)$ диодов, отожженных при температурах 250 °С, наблюдается «локальный» максимум. Увеличение температуры отжига до 300 °С практически не влияет на $\text{tg}\delta(f)$. Отжиг диодов при температурах 325, 350 °С приводит к дальнейшему снижению $\text{tg}\delta$ в диапазоне $f < 4 \cdot 10^4$ Гц. При этом зависимости $\text{tg}\delta(f)$ для диодов, отожженных при температурах 325 (зависимость на рис. 2 не показана) и 350 °С, близки друг к другу и в интервале частот $2 \cdot 10^3$ – $2 \cdot 10^4$ Гц «локальный» максимум на $\text{tg}\delta(f)$ сохраняется. Отжиг диодов при температуре 375 °С приводит к исчезновению «локального» максимума.

На рис. 3 представлены зависимости обратного тока I_r от времени t при переключении следующих диодов: исходных; облученных ионами висмута флюенсом $5 \cdot 10^7$ см⁻²; облученных и отожженных в интервале температур 250–375 °С. Видно, что облучение диодов приводит к существенному уменьшению как заряда переключения $Q_{\text{пр}}$, так и времени восстановления $t_{\text{пр}}$ обратного сопротивления. Заряд переключения уменьшается практически на два порядка: с $(4,4 \pm 0,1)$ мкКл для исходных диодов до (56 ± 5) нКл для облученных диодов, а время восстановления обратного сопротивления $t_{\text{пр}}$ снижается с $30,0 \pm 0,5$ до $0,33 \pm 0,05$ мкс соответственно. Отжиг диодов приводит к закономерному увеличению как $Q_{\text{пр}}$, так и $t_{\text{пр}}$. Значения заряда переключения и времени восстановления обратного сопротивления для различных температур отжига представлены в таблице. Из данных, приведенных на рис. 3 и в таблице, видно, что наиболее существенные изменения в значениях $Q_{\text{пр}}$ и $t_{\text{пр}}$ наблюдаются после отжигов при температурах 250 и 375 °С, в то время как увеличение температуры отжига выше 250 и 350 °С ведет лишь к незначительному увеличению заряда переключения и времени восстановления обратного сопротивления (поэтому зависимости $I_r(t)$ для промежуточных температур отжига на рис. 3 не представлены).

Значения заряда переключения $Q_{\text{пр}}$ и времени восстановления $t_{\text{пр}}$ обратного сопротивления диодов

Наименование показателя	$T_{\text{ан}}, ^\circ\text{C}$	$t_{\text{пр}}, \text{мкс}$	$Q_{\text{пр}}, \text{нКл}$
Исходные	–	$30,0 \pm 0,5$	$(4,4 \pm 0,1) \cdot 10^3$
Облученные	–	$0,33 \pm 0,05$	56 ± 5
Облученные и отожженные диоды	250	$2,6 \pm 0,1$	280 ± 30
	275	$3,4 \pm 0,2$	360 ± 40
	300	$3,1 \pm 0,2$	330 ± 40
	325	$4,2 \pm 0,2$	450 ± 40
	350	$5,0 \pm 0,2$	530 ± 50
	375	$18,9 \pm 0,5$	$(2,0 \pm 0,1) \cdot 10^3$

Известно [1], что в верхней половине запрещенной зоны кремния дивакансия имеет два акцепторных уровня: $E_c - 0,24$ эВ и $E_c - 0,41$ эВ. Отжиг дивакансий происходит при температурах ~250 °С, комплексы «вакансия – атом фосфора» ($\text{VP}^{(-/0)}$) отжигаются при еще более низкой температуре (~150 °С). Поэтому после термообработки при $T_{\text{ан}} = 250$ °С должно наблюдаться уменьшение амплитуд пиков E2 и E4. Однако уменьшение амплитуды пика E4 сопровождается ростом амплитуды пика E2 (см. рис. 1). Это противоречит как известным данным по отжигу дивакансий [1, 24], так и результатам, представленным на вставке рис. 2. Сравнение ВАХ облученных и отожженных диодов показывает, что отжиг при 250 °С приводит к уменьшению обратных токов практически до уровня исходных диодов. Дальнейшее увеличение $T_{\text{ан}}$ до 300 и 350 °С не сопровождается значительными изменениями величины I_r . Подобные трансформации ВАХ диодов свидетельствуют в пользу предположения об отжиге значительной части дивакансий при $T_{\text{ан}} = 250$ °С. Поэтому наиболее вероятной причиной роста амплитуды пика E2 является образование нового радиационного дефекта с энергетическим уровнем, близким к уровню $V_2^{(=/-)}$. В роли такого дефекта может выступать комплекс дивакансии и кислорода $V_2\text{O}^{(=/-)}$, который в зарядовом состоянии –2 имеет уровень $E_c - 0,23$ эВ [4]. Согласно результатам [4] концентрация $V_2\text{O}$ начинает увеличиваться в процессе отжига при $T_{\text{ан}} > 200$ °С, достигает максимума при температурах 300–325 °С и снижается при дальнейшем росте $T_{\text{ан}}$. Данные [4] согласуются с изменениями амплитуды пика E2 на спектрах DLTS диодов при отжиге в интервале 250–350 °С.

Появление на спектрах DLTS диодов после отжига при температурах порядка 300 °С нового пика, которому отвечает уровень $E_t \approx E_c - 0,33$ эВ, отмечено во многих работах [7, 25]. В работе [25] подобная трансформация спектра DLTS наблюдалась при отжиге диодов, облученных ионами кремния, в [7] – при отжиге диодов, облученных электронами. Согласно [7] комплекс «тривакансия – кислород» обладает двумя акцепторными уровнями: $E_t \approx E_c - 0,34$ эВ и $E_t \approx E_c - 0,46$ эВ и может образовываться при

отжиге дивакансий. Следуя [7], можно предположить, что за пик $E3^{(1)}$ отвечает дефект $V_3O^{(=/-)}$. Близким энергетическим уровнем обладает также тривакансия $V_3^{(=/-)}$ [7].

Из рис. 2 и вставки к рис. 2 следует, что отжиг при 250 °С приводит как к значительному уменьшению I_r , так и снижению $\text{tg}\delta$ при частотах $f < 2$ кГц. Исходя из этого, а также из данных DLTS-спектроскопии, представленных на рис. 1, можно предположить, что дивакансии играют определяющую роль в генерационно-рекомбинационных процессах, обуславливающих рост I_r в диодах, облученных ионами висмута с энергией 700 МэВ, флюенсом $5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$. Соответственно комплексы V_2O и другие многовакансионные комплексы, образующиеся при отжиге, оказывают значительно меньшее влияние на I_r и $\text{tg}\delta$ в области частот $f < 2$ кГц.

Известно [22, 23], что особенность зависимости $\text{tg}\delta(f)$ при частотах от единиц до сотен килогерц может быть обусловлена перезарядкой глубоких центров, расположенных в области пространственного заряда. «Локальный» максимум на зависимостях $\text{tg}\delta(f)$ диодов, облученных ионами висмута, исчезает лишь при температуре отжига $T_{\text{ан}} = 375$ °С. При этой же температуре, по данным DLTS, существенно уменьшается интенсивность пиков, связанных с многовакансионными комплексами, что позволяет предположить их участие (наряду с А-центрами) в формировании подобной особенности на зависимостях $\text{tg}\delta(f)$.

Отметим также, что отжиг дивакансий в облученных диодах ожидаемо не приводит к восстановлению исходных значений $Q_{\text{пр}}$ и $t_{\text{пр}}$. Рост температуры отжига от 250 до 350 °С вызывает увеличение $Q_{\text{пр}}$ и $t_{\text{пр}}$ приблизительно в два раза. После отжига при $T_{\text{ан}} = 375$ °С наблюдается почти четырехкратное увеличение заряда переключения и времени восстановления обратного сопротивления, хотя $Q_{\text{пр}}$ и $t_{\text{пр}}$ все еще не достигают значений, характерных для исходных диодов. В совокупности это дает основание предположить, что многовакансионные комплексы, так же как и А-центры, являются достаточно эффективными центрами рекомбинации инжектированных носителей заряда.

Таким образом, установлено, что помимо образования А-центров и дивакансий облучение диодов ионами висмута с энергией 700 МэВ приводит к образованию многовакансионных комплексов. При температуре 250 °С отжигается значительная доля дивакансий с образованием комплексов «дивакансия – кислород», в результате чего на порядок уменьшается величина обратных токов и $\text{tg}\delta$ при частотах $f < 2$ кГц. Увеличение $T_{\text{ан}}$ до 300 °С сопровождается появлением на спектрах DLTS сигнала от дефекта с энергетическим уровнем $E_c - 0,33 \pm 0,02$ эВ, в роли которого могут быть тривакансии либо комплексы «тривакансия – кислород». После отжига при температуре $T_{\text{ан}} = 375$ °С на спектрах DLTS наблюдается значительное уменьшение амплитуды пиков, соответствующих многовакансионным центрам, при этом заряд переключения и времени восстановления обратного сопротивления возрастают до значений, составляющих порядка 50 % величин, характерных для необлученных диодов. Это подтверждает активное участие многовакансионных центров в процессах рекомбинации инжектированных носителей заряда.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Watkins G. D. Intrinsic Point Defects in Semiconductors // Handbook of semiconductor technology. New York, 2000. Vol. 1.
2. Lazanu I., Lazanu S. The influence of initial impurities and irradiation conditions on defect production and annealing in silicon for particle detectors // Nucl. Instr. and Meth. B. 2003. Vol. 201, № 3. P. 491–502.
3. Ganchenkova M. G., Borodin V. A., Nieminen R. M. Annealing of vacancy complexes in P-doped silicon // Nucl. Instr. and Meth. B. 2005. Vol. 228, № 1/4. P. 218–225.
4. Mikelsen M., Monakhov E. V., Alfieri G., Avset B. S., Härkönen J., Svensson G. Annealing of defects in irradiated silicon detector materials with high oxygen content // J. Phys.: Condens. Matter. 2005. Vol. 17, № 22. P. 2247–2253.
5. Coutinho J., Markevich V. P., Peaker A. R., Hamilton B., Lastovskii S. B., Murin L. I., Svensson B. J., Rayson M. J., Briddon P. R. Electronic and dynamical properties of the silicon trivacancy // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 86, № 17. 174101 (13 p.).
6. Markevich V. P., Peaker A. R., Hamilton B., Lastovskii S. B., Murin L. I., Coutinho J., Markevich A. V., Rayson M. J., Briddon P. R., Svensson B. G. Reconfigurations and diffusion of trivacancy in silicon // Physica B: Condensed Matter. 2012. Vol. 407, № 15. P. 2974–2977.
7. Markevich V. P., Peaker A. R., Lastovskii S. B., Murin L. I., Coutinho J., Torres V. J. B., Briddon P. R., Dobaczewski L., Monakhov E. V., Svensson B. G. Trivacancy and trivacancy-oxygen complexes in silicon: Experiments and ab initio modeling // Phys. Rev. B. 2009. Vol. 80, № 23. 235207 (7 p.).
8. Markevich V. P., Peaker A. R., Hamilton B., Lastovskii S. B., Murin L. I., Coutinho J., Torres V. J. B., Dobaczewski L., Svensson B. G. Structure and electronic properties of trivacancy and trivacancy-oxygen complexes in silicon // Phys. Status Solidi A. 2011. Vol. 208, № 3. P. 568–571.
9. Chroneos A., Londos C. A., Sgourou E. N. Effect of tin doping on oxygen- and carbon-related defects in Czochralski silicon // J. Appl. Phys. 2011. Vol. 110, № 9. 093507 (8 p.).
10. Комаров Ф. Ф. Дефектообразование и трекообразование в твердых телах при облучении ионами сверхвысоких энергий // Успехи физических наук. 2003. Т. 173, № 12. С. 1287–1318.
11. Челябинский А. Р., Комаров Ф. Ф. Дефектно-примесная инженерия в имплантированном кремнии // Успехи физических наук. 2003. Т. 173, № 8. С. 813–846.

12. Kozlovski V., Abrosimova V. Radiation defect engineering. Singapore, 2005.
13. Libertino S., Coffa S., Spinella C., La Magna A., Privitera V. Point defect diffusion and clustering in ion implanted c-Si // Nucl. Instr. and Meth. B. 2001. Vol. 178, № 1/4. P. 25–32.
14. Fleming R. M., Seager C. H., Bielejec E., Vizkelethy G., Lang D. V., Campbell J. M. Defect annealing in neutron and ion damaged silicon: Influence of defect clusters and doping // J. Appl. Phys. 2010. Vol. 107, № 5. 053712 (9 p.).
15. Fleming R. M., Seager C. H., Lang D. V., Cooper P. J., Bielejec E., Campbell J. M. Effects of clustering on the properties of defects in neutron irradiated silicon // J. Appl. Phys. 2007. Vol. 102, № 4. 043711 (13 p.).
16. Abdulmalik D. A., Coleman P. G. Activation Energies for the Formation and Evaporation of Vacancy Clusters in Silicon // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 100, № 9. 095503 (4 p.).
17. Poklonski N. A., Gorbachuk N. I., Shpakovski S. V., Petrov A. V., Lastovskii S. B., Fink D., Wieck A. Electrical properties of silicon diodes with p^+n junctions irradiated with 197Au+26 swift heavy ions // Nucl. Instr. and Meth. B. 2008. Vol. 266, № 23. P. 5007–5012.
18. Nastasi M., Mayer J. W. Ion implantation and synthesis of materials. Berlin, 2006.
19. Ziegler J. F. SRIM-2003 // Nucl. Instr. and Meth. B. 2004. Vol. 219/220. P. 1027–1036.
20. Eremin V., Verbitskaya E., Li Z. Effect of radiation induced deep level traps on Si detector performance // Nucl. Instr. and Meth. A. 2002. Vol. 476, № 3. P. 537–549.
21. Антонова И. В., Шаймиев С. С., Смагулова С. А. Трансформация при отжиге электрически активных дефектов в кремнии, имплантированном ионами высоких энергий // ФТП. 2006. Т. 40, № 5. С. 557–562.
22. Поклонский Н. А., Горбачук Н. И., Шпаковский С. В., Ластовский С. Б., Wieck A. Влияние радиационных дефектов на электрические потери в кремниевых диодах, облученных электронами // ФТП. 2010. Т. 44, № 3. С. 397–401.
23. Поклонский Н. А., Горбачук Н. И., Шпаковский С. В., Wieck A. Эквивалентная схема замещения кремниевых диодов, облученных высокими флюенсами электронов // ЖТФ. 2010. Т. 80, № 10. С. 74–82.
24. Hazdra P., Rubeš J., Vobecky J. Divacancy profiles in MeV helium irradiated silicon from reverse I-V measurement // Nucl. Instr. and Meth. B. 1999. Vol. 159, № 4. P. 207–217.
25. Lalita J., Svensson B. G., Jagadish C., Hallen A. Annealing studies of point defects in low dose MeV ion implanted silicon // Nucl. Instr. and Meth. B. 1997. Vol. 127/128. P. 69–73.

Поступила в редакцию 10.02.2014.

Николай Александрович Поклонский – доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики полупроводников и наноэлектроники.

Николай Иванович Горбачук – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики полупроводников и наноэлектроники.

Во Куанг Нья – аспирант кафедры физики полупроводников и наноэлектроники. Научный руководитель – Н. И. Горбачук.

Сергей Васильевич Шпаковский – кандидат физико-математических наук, ведущий инженер-конструктор Филиала НТЦ «Белмикросистемы» ОАО «Интеграл».

Виктор Анатольевич Филипеня – ведущий инженер Филиала НТЦ «Белмикросистемы» ОАО «Интеграл».

Станислав Брониславович Ластовский – заведующий лабораторией радиационных воздействий Объединенного института физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси.

Владимир Алексеевич Скуратов – доктор физико-математических наук, профессор, начальник сектора лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова Объединенного института ядерных исследований (Россия).